



TITLE:

ランダム磁性体の非平衡相転移(磁性体における新しいタイプの相転移現象,研究会報告)

AUTHOR(S):

本河, 光博

CITATION:

本河, 光博. ランダム磁性体の非平衡相転移(磁性体における新しいタイプの相転移現象,研究会報告). 物性研究 1986, 46(4): 535-539

ISSUE DATE:

1986-07-20

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/92161>

RIGHT:

ランダム磁性体の非平衡相転移

神戸大 理 本河光博

1、序

1975年に Imry と Ma が¹⁾、強磁性イジングスピン系に於てサイト毎に方向大きさ共にランダムな磁場をかけるとその系の相転移はどうなるか、という問題を提起して以来、このランダム磁場効果は多くの人の興味を引くところとなった。特に Fishman and Aharony によって²⁾、この系が希釈ランダム反強磁性体に一樣な磁場をかけるという実現可能な状態と等価であることが示されてからは多くの実験家によって精力的にこの問題について研究が行われてきた。問題の焦点は lower critical dimensionality d_L がドメインモデルによる2か、super symmetry の考えから導かれる3か、どちらがよりreasonable であるかであった。複屈折の実験で3次元物質である FeF_2 と ZnF_2 の混晶に於て磁場中でもシャープな転移を見つけ³⁾、また中性子回折も行い⁴⁾ $d_L = 2$ を主張する Jaccarino 達のグループと中性子回折の実験において structure factor に見られる Lorentzian-square の line shape から $d_L = 3$ を正しいとする Birgeneau 達のグループ⁵⁾ とで意見が対立していた。2次元ではどちらの説をとっても磁場中では order しないことが Rb_2CoF_4 と Rb_2MgF_4 の混晶によって確かめられている^{5, 6)}。

我々の興味はこのような系に強磁場をかけるとどのような現象が起こるかであった。3次元希釈反強磁性体に於て Jaccarino 達が言うように磁場中でも秩序状態があるとしても

非常に強い磁場をかければどこかで秩序状態がこわれてしまうだろうということは予想される。実際にこのことは FeF_2 と ZnF_2 の混晶で観測され⁷⁾ 秩序—無秩序転移磁場が、Zn をふやすとともにパーコレーション濃度で零になるように減少していく様子がみられた。又転移磁場の温度変化は Zn の濃度が40%の場合、図1のようになりネール点近傍では複屈折の実験から得られた境界と全く一致することがわかった。

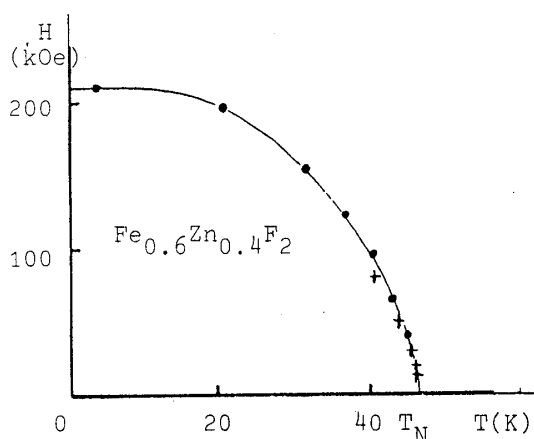


図1 ●パルス磁場実験 +複屈折実験

ここでは磁場中で秩序状態のないことがあきらかな2次元の場合にパルス強磁場をもちいた実験から得られた興味ある現象についてのべる。

2、2次元の場合の非平衡転移

Rb_2CoF_4 は正方格子を持つ典型的な2次元イジング反強磁性体として知られており、これをMgイオンで希釈した混晶はランダム磁場効果を調べるのに適当な物質である。

Jaccarino 達によって行われた複屈折の実験では、比熱に対応する量 $d\Delta n/dT$ が磁場のな

研究会報告

いときはネール点でシャープな変化を示すが、磁場を強くして行くに従ってブロードになり、またまろくなっていく⁸⁾。これはランダム磁場効果により結晶全体での長距離秩序が壊されたためと考えられる。しかしパルス磁場を使って磁化の実験をしてみると3次元のときに見られたのと同じように、秩序—無秩序転移が観測されたのである⁸⁾。転移を示す微分帯磁率の形や、その濃度変化、温度変化等は文献8)に詳しく述べられているのでここでは省略するが、Mgが9%のとき480kOeであったその転移磁場はやはりFeF₂とZnF₂の混晶の場合と同じく非磁性のMgを増やすに従って直線的に減少してゆきパーコレーション濃度で零になる。ほんの小さな磁場のもとでも秩序状態が消えてしまう筈のこのような系で、かなり高い磁場で秩序—無秩序転移が観測されるのは、時間的变化の大きいパルス磁場を使っているせいと考えられる。即ち図2に概念的に示されるように、(a)磁場が零のとき、自由エネルギー最低の秩序状態にいた系が、(b)磁場をかけることによって、無秩序状態のいずれか一つの自由エネルギーが低くなったとしても、その間に横たわるエネルギーバリアーのために、すぐには越えることができなく、そのまま秩序状態が保たれる。しかし、(c)外部磁場があるしきい値を越えると無秩序状態のいずれか一つのバリアーが無くなり、その状態へいっきに転移する。但しこの状態が最低エネルギーかどうかは保証されない。(d)外部磁場の下降の課程では、やはりバリアーのためにそのまま零磁場まで無秩序状態のままでゆき転移は見られない。そのあとどれくらいの時間でもとの秩序状態に戻るかは次のパルス磁場まで数十分またねばならない我々の実験ではわからない。少なくとも数十分後にはもとへもどっている。従って転移の起こるしきい値磁場 H_c 。迄は非平衡状態と考えられるがこの H_c がどのような物理量に対応するか明確ではない。また H_c より上でも平衡状態である必然性はない。

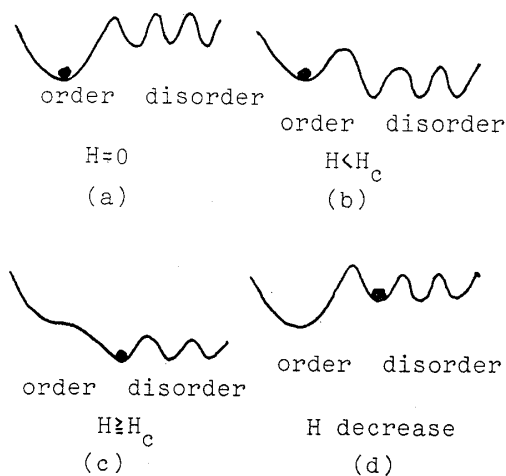


図 2

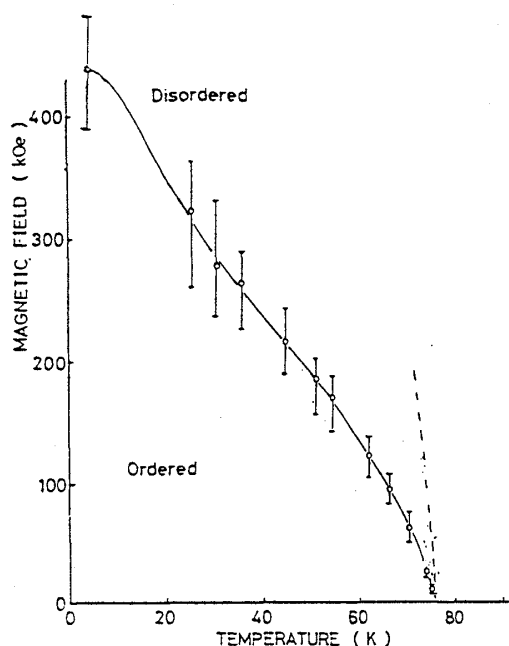


図 3

H_c の温度変化をとってみると図3のようになる。パーは微分磁化率の幅をあらわし転移のするどさ(あるいはなまくらさ)に対応する。温度をあげてゆくと H_c は小さくなってゆき最終的に零磁場でネール点 T_N に一致する。点線は複屈折の実験から得られた $d\Delta n/dT$ の磁場中では丸くなっているピークの位置の磁場変化を Fishman and Aharony

の理論に従って解析し延長したものである⁹⁾。パルス磁場で得られた境界と複屈折から得られたそれとが一致せず、この点が3次元の場合と全く異なる。我々の見ているのは非平衡状態間の転移であり、複屈折の実験は静的におこなわれ、平衡状態を見ているのであるからあわないのは当然であると考えられる。

3. スケーリング則

このような2次元の場合、非平衡状態間の転移にスケーリング則が成り立つかどうか興味がある。実験から得られる情報は

- (1) 微分帯磁率のピークの位置から温度の関数としての転移磁場 $H_c(T)$ 、あるいはそれを相図にマップした図3から得られる磁場の関数としての転移温度 $T_c(H)$
- (2) $H_c(T)$ と微分帯磁率の幅 $\Delta H_c(T)$ の関係
- (3) 微分帯磁率の山の高さ A と $H_c(T)$ の関係

これらについて複屈折の実験の解析に用いられた手法⁶⁾をつかってみる。

(1) $T_c(H)$ について

Fishman and Aharony はランダム磁場効果の有る場合 $T_c(H)$ にたいして次のような式を与えている。

$$T_c = T_N - b H^2 - T_N (c h_{RF}^2)^{1/\phi} \quad (1)$$

ここで $b H^2$ は分子場による効果であり計算できる量である。 c はおよそ1の定数である。 h_{RF} は外部磁場 H をかけたときに誘起されるランダム磁場で、交換相互作用、非磁性イオンの濃度、温度等に依存し、そして H に比例する。 ϕ は帯磁率の臨界指数 γ とひとしい。従ってランダム磁場効果による T_c の磁場変化は $H^{2/\phi}$ に比例することになる。実験からは $H^{1.16}$ に比例することが求められ⁹⁾、これは γ として2次元イジングの場合の $7/4$ をとればもっともよく合うことがわかる。critical lower dimensionality が2のばあいには系のeffective dimension d は $d-1$ となると考えられるのでいまの場合には1次元の臨界指数になってもいい筈であるがそうはならず本来の次元になっているところが興味深い。

(2) ΔH_c と $H_c(T)$

ランダム磁場効果のために秩序状態のなくなるような系に対してあたえられた自由エネルギーから、それを温度について二度微分することにより比熱がつぎのようにあらわされる⁶⁾。

$$C_m = g (t_h h_{RF}^{-2/\phi}) - A^* \ln h_{RF} + D (t_h, H) \quad (2)$$

研究会報告

ここで $t_H = (T - T_N + b H^2) / T_N$ で、 $g(x)$ 、 D はそれぞれ scaling function 及び non singular back ground と呼ばれるもので、複屈折の実験から得られた比熱に対応するデータをこの式で解析することによりこれらはわかっている。

一方、同じ自由エネルギーを磁場について二度微分して帯磁率が次のように与えられる。

$$\chi = dM/dH = -(2 t_H / \phi)^2 \cdot h_{RF}^{-2} \cdot g(x) \quad (3)$$

$$\text{但し} \quad x = t_H h_{RF}^{-2/\phi} \quad (4)$$

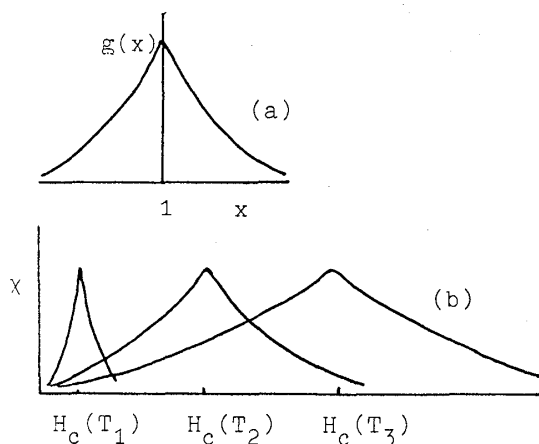


図 4

従って $g(x)$ が χ の形を決めることになり、それは図 4 (a) のようである。 $x=1$ で $g(x)$ はピークになるので温度が変わるとピークになる磁場も変わり、概念的に図 4 (b) のようになる。この結果

$$\Delta H_c \propto H_c(T) \quad (5)$$

が予想される。実験から $\Delta H_c = 0.3 H_c(T)$ となり⁹⁾ consistent である。

(3) A と $H_c(T)$

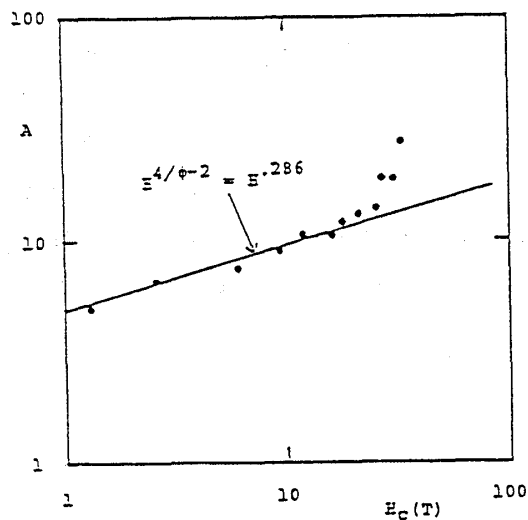


図 5

式(3)を変形すると

$$\chi = -\phi^{-2} 4 (t_H / h_{RF})^2 g(x) \quad (6)$$

とかけるので $x=1$ で $g(x)$ が最大の所では式(4)から χ の高さ A は

$$A \propto (t_H / h_{RF})^2 = h_{RF}^{4/\phi - 2} \quad (7)$$

となり、 ϕ としてやはり 7/4 を使うと

$$A \propto H_c^{0.286} \quad (8)$$

が得られる。実験からは図 5 のように $H_c(T)$ が比較的小さいところ、すなわち温度が T_N 近傍では良くあっていることがわかる。

このようにここで述べられた実験は非平衡状態間の転移であるにもかかわらず、平衡状態間の転移を仮定して作られた理論とよくあい、スケーリング則がなりたっているのは興味深い。

この実験は阪大超強磁場実験施設において伊達教授のグループとおこなわれたものであり、カリフォルニア大学の Jaccarino 教授のグループとの共同研究である。また部分的にはお茶の水女子大の池田助教授との共同研究でもある。カリフォルニア大との共同研究は日本学術振興会の日米科学協力事業によって行われた。

文献

- 1) Y.Imry and S.K.Ma:Phys.Rev.Lett.35(1975)1399
- 2) S.Fishman and A.Aharony:J.Phys.C 12(1979)L729
- 3) D.P.Belanger, A.R.King, V.Jaccarino and J.L.Cardy:Phys.Rev.B28(1983)2522
- 4) D.P.Belanger, A.R.King and V.Jaccarino:Phys.Rev.B31(1985)4538
- 5) H.Yoshizawa, R.A.Cowley, G.Shirane, R.J.Birgeneau, H.J.Guggenheim and H.Ikeda:Phys.Rev.Lett.48(1982)438 R.J.Birgeneau, H.Yoshizawa, R.A.Cowley, G.Shirane and H.Ikeda:Phys.Rev.B28(1983)1438 H.Yoshizawa, R.A.Cowley and G.Shirane:Phys.Rev.B31(1985)4548
- 6) I.B.Ferreira, A.R.King, V.Jaccarino and J.L.Cardy:Phys.Rev.B28(1983)5192
- 7) A.R.King, V.Jaccarino, T.Sakakibara, M.Motokawa and M.Date:Phys.Rev.Lett.47(1981)117 and High Field Magnetism ed.M.Date (North Holland 1983)p.11
- 8) M.Motokawa, T.Harada, T.Sakakibara M.Date, H.Ikeda and A.R.King:J.Phys.Soc.Jpn.53(1984)2710
- 9) A.R.King, V.Jaccarino, M.Motokawa, K.Sugiyama and M.Date:J.Appl.Phys.57(1985)3297